

УДК 533.6.011.6

© 1994 г. А. Б. ЛЕСИН, В. В. ЛУНЕВ

О ПИКОВЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНЕ С ПРИТУПЛЕННЫМ НОСКОМ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В [1] при экспериментальном исследовании гиперзвукового обтекания треугольной пластины с притупленным носком обнаружены аномалии — наличие на наветренной стороне узких полос интенсифицированного теплообмена. Ниже этот эффект связывается с появлением в пристеночных слоях течения областей растекания газа, индуцированного в свою очередь интерференцией головного скачка уплотнения (от носового притупления) с передними кромками пластины. Это растекание названо инерционным, поскольку оно происходит при практически постоянном давлении.

1. Эксперименты [1] приведены в диапазоне чисел $M_\infty = 6-14$, углов атаки $0 \leq \alpha \leq 15^\circ$, полурасстояния пластины $15^\circ \leq \beta \leq 25^\circ$ и чисел Рейнольдса $Re_\infty \Gamma 10^6$, при которых в данных условиях реализовался ламинарный режим течения.

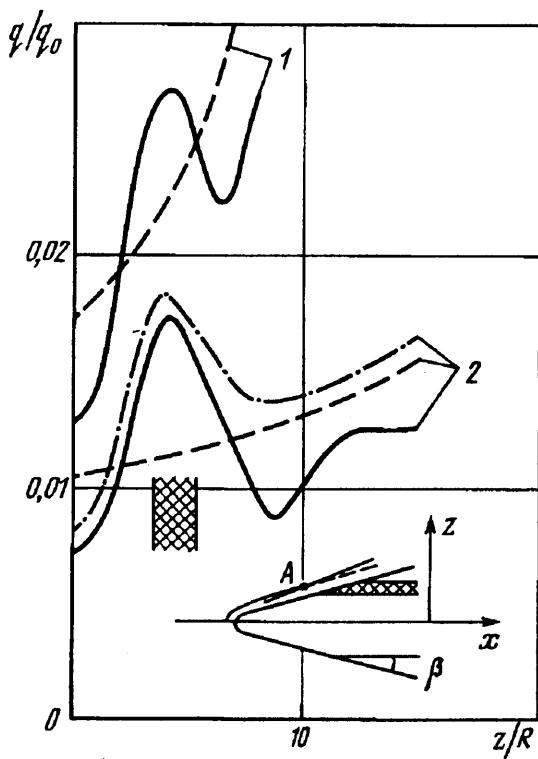
Примеры распределения тепловых потоков q/q_0 поперек пластины показаны на фиг. 1 ($M_\infty = 14$, $\alpha = 10^\circ$, $\beta = 15^\circ$, q_0 — тепловой поток в критической точке сферического носка с радиусом R). Кривые 1 соответствуют $x/R = 35$, 2 — $x/R = 100$, сплошные кривые относятся к пластине с притупленной кромкой с радиусом $r = 1/2R$, штрихпунктирная — к пластине с острой кромкой, штриховые — к пластине с острой кромкой и с острым носком с тем же расстоянием x от носка.

Как видно, полосы интенсифицированного почти вдвое (по сравнению с острой пластиной) теплообмена шириной $\Delta z/R \sim 4-6$, заштрихованные на фиг. 1, 2, идут на небольшом расстоянии от оси симметрии $z_0/R \sim 3-6$ почти параллельно ей, распространяясь вниз по потоку вплоть до кормового среза модели ($L \approx 100R$).

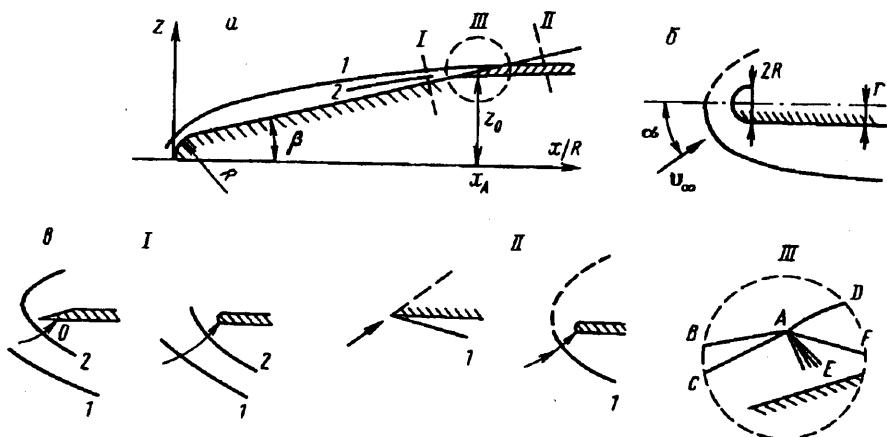
Заметим, что упомянутые полосы не исчerpывают немонотонного характера распределения тепловых потоков, особенно на пластине с притупленными кромками, к чему еще вернемся в конце статьи.

Общий вид притупленной треугольной пластины и схематичная картина ее обтекания показаны на фиг. 2: *a* — вид сверху и *б* — вид сбоку. Здесь приняты следующие обозначения: 1 и 2 — соответственно внешний (головной) и внутренний скачки уплотнения; x_A — координата условной точки *A* взаимодействия головного скачка с кромкой; *AB*, *AC*, *AD* — скачки уплотнения, *AE* — волна разрежения, *AF* — контактный разрыв. На фиг. 2, *в* показаны схема течения в районе точки *A* для острой кромки и затупленной по радиусу *r* цилиндрической кромки в нормальных к кромке сечениях соответственно перед областью взаимодействия скачков (I), за ней (II) и в самой области взаимодействия (III).

Обнаруженный эффект носит чисто гиперзвуковой характер: так, при $M_\infty = 8$ он проявляется значительно слабее, чем при $M_\infty = 14$, и лишь при достаточно больших $\beta = 25^\circ$, а при $M_\infty = 6$ не обнаружен вовсе. (Последний вывод, однако, не бесспорен ввиду возможного влияния перехода пограничного слоя, который в этом случае начинался довольно близко к носку. Важность этого замечания будет прояснена в конце статьи.)



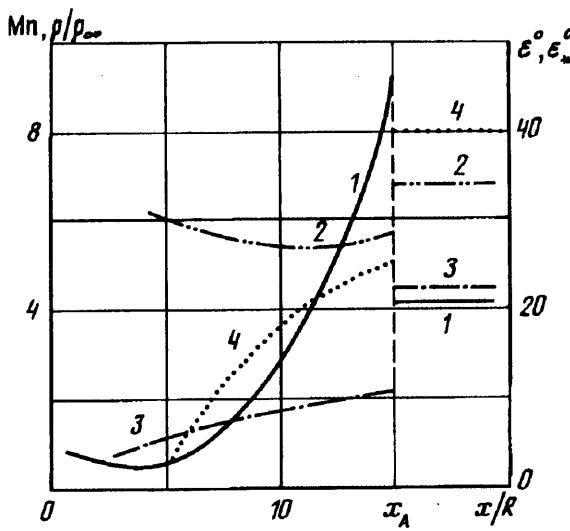
Фиг. 1



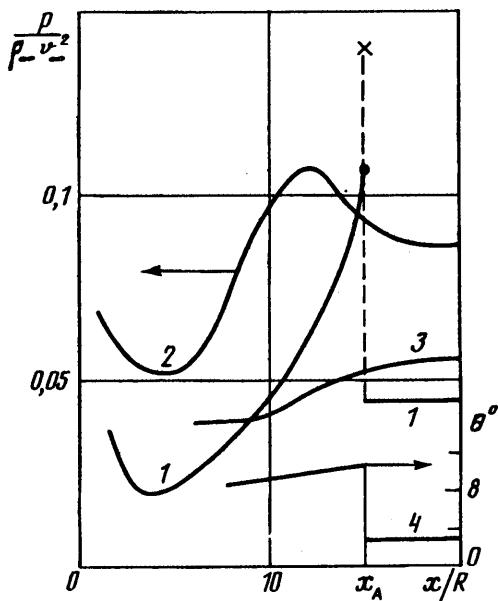
Фиг. 2

При $M_\infty = 14$ и $\beta = 10-15^\circ$ максимум эффекта реализовался при $\alpha = 10^\circ$, а при $\alpha \approx 0$ или $\alpha > 15^\circ$ эффект отсутствовал.

Известные случаи возникновения локальных максимумов тепловых потоков обусловлены, как правило, локальным максимумом давления (возникающим при интерференции скачков, присоединении отрывных зон смешения или низкоэнтропийных струек и т. д.). Но указанные выше полосы присутствуют при почти постоянном (как показывают расчеты [2-5]) давлении, примерно равном давлению на острой пластине, и должны, следовательно, иметь другую причинную основу.



Фиг. 3



Фиг. 4

Ниже этот эффект связывается с возникновением на пластине специфических областей растекания, названных инерционными и обусловленных взаимодействием головной ударной волны, индуцированной носком, с кромкой пластины. Эти области распространяются в продольном направлении при почти постоянном давлении и способны, как показывают оценки, привести к возрастанию тепловых потоков аналогично тому, как это происходит на конусе по сравнению с клином (при том же давлении).

2. В основу последующих рассуждений в качестве наводящего соображения положим установленный в [1] факт: начало и расположение особых полос связано с точкой A пересечения индуцированной носовым притуплением головной ударной волны с кромкой пластины. При углах атаки пластины $\alpha \leq \beta$ ее влиянием на головную волну в области $x < x_A$ можно пренебречь и считать ее, хотя бы

качественно (вместе с примыкающим течением), близкой к осесимметричной. Тогда форма ударной волны будет близка к форме ударной волны около притупленного цилиндра (качественно и количественно определяемой известной взрывной аналогией для гиперзвуковых течений).

Характерной чертой примыкающего к этой ударной волне течения является сильная неоднородность распределения энтропии по линиям тока. Это объясняет характер вычисленных для такого (осесимметричного) течения при $M_\infty = 14$, и приведенных на фиг. 3 распределений параметров потока перед кромкой крыла с $\alpha = 10^\circ$, $\beta = 15^\circ$: кривая 1 — плотность, 2 — угол ϵ наклона линии тока с плоскостью пластины в проекции на нормальную к кромке плоскость (угол атаки в нормальной плоскости), 3 — нормальное число Маха M_n , 4 — предельное значение $\epsilon_*(M_n)$ угла атаки для присоединенного скачка на клине; вертикальная штриховая линия соответствует точке пересечения ударной волны и кромки.

На фиг. 4 для рассматриваемого случая показаны результаты расчета взаимодействия этого потока с острой передней кромкой пластины (1 — давление, 4 — угол θ наклона линий тока к продольной оси пластины). Они получены в приближении локального плоского течения (обтекания клина) в указанных нормальных плоскостях. В области, где $\epsilon > \epsilon_*$, в качестве параметров на кромке взяты параметры в точке торможения дозвукового потока, образующегося за отошедшим от кромки внутренним скачком, в предположении, что эта точка располагается вблизи кромки.

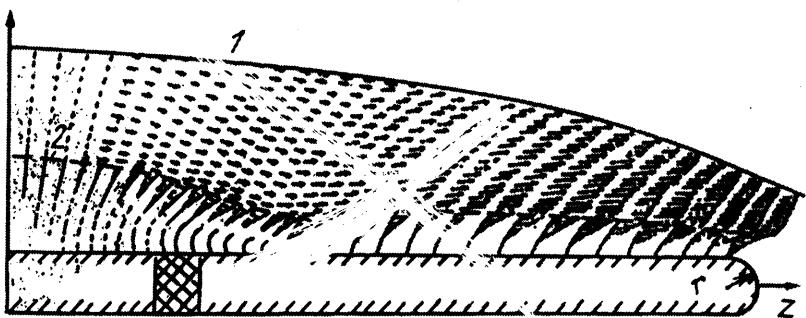
Кривая 4 на фиг. 4 указывает на появление области столкновения двух соседних сверхзвуковых потоков с повышенным (относительно невозмущенного уровня на острой пластине) давлением. В результате распада разрыва возникает локальная зона («узел») повышенного давления (отмечена звездочкой на фиг. 4). Последующее расширение газа при падении давления вдоль линии тока по прохождении узла должно породить в свою очередь пучок расходящихся пристеночных линий тока.

Как видно из фиг. 4 (кривая 2), качественно схожий максимум давления присутствует и на притупленной кромке, и после прохождения его на наветренной боковой поверхности пластины также должен возникнуть расходящийся пучок линий тока. Напомним, что особые полосы равно присутствуют на пластинах как с острой, так и с притупленной кромкой и уровень интенсификации тепловых потоков примерно одинаков (фиг. 1). Кроме того, несомненно, что указанный узел имеет некоторую протяженность и в нормальном к пластине направлении, что уменьшает влияние характера кромки на его структуру и последующее течение.

Как следует, например, из сопоставления расчетных кривых 2 и 3 на фиг. 4 (кривая 3 построена вдоль линии на пластине, на расстоянии r от кромки), указанное падение давления на кромке до уровня острой пластины (линия 1 при $x > x_A$ на фиг. 4) при исследуемых углах атаки $\alpha \geq 5^\circ$ происходит почти сразу. Поэтому упомянутый пучок расходящихся линий тока в дальнейшем как бы «замораживается». В самом деле, уравнение движения в проекции на нормаль к линии тока на пластине имеет вид

$$\rho U^2 \frac{\partial \theta}{\partial l} = - \frac{\partial P}{\partial n} \quad (2.1)$$

где l — длина вдоль линии тока; ρ , U — плотность и скорость газа. При постоянном давлении отсюда следует прямолинейность линий тока. Заметим, что такое растекание газа происходит не под воздействием постоянно приложенного градиента давления (как на конусе под углом атаки), а как бы по инерции, за счет начальных (при $x = x_A$) условий. Такое растекание естественно назвать инерционным.



Фиг. 5

Оно сродни известному эффекту растекания для плоскости симметрии треугольных пластин с острым носком и сверхзвуковыми острыми или притупленными кромками (в последнем случае на возможность полного вытекания газа в высокозентропийном слое из его центральной области указано в [6]). В этих случаях растекание газа обусловлено начальными условиями вблизи кромки и происходит даже при препятствующих градиентах давления.

На фиг. 5 показаны проекции расчетных [5] скоростей газа ($M_\infty = 14$, $\alpha = 10^\circ$, $\beta = 15^\circ$) на поперечное сечение пластины. Локальный «провал» в расположении поверхностей тока просматривается довольно отчетливо, хотя несколько и не совпадает с расположением указанных полос; 1 — сечение головного скачка, штриховая линия 2 — условная граница пограничного слоя. При этом расчетное распределение тепловых потоков оказалось близким к показанным на фиг. 1.

3. Рассмотрим теперь вопрос о возможном влиянии описанной выше газодинамической структуры течения на величины тепловых потоков к поверхности пластины, используя для этой цели известные законы теплообмена. Тепловой поток в стенку равен

$$q = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial \Delta H}{\partial y}, \quad \Delta H = H - h_w = \frac{U^2}{2} + h - h_w \quad (3.1)$$

Здесь H — местная энталпия торможения, Pr — число Прандтля, h — энталпия газа, λ и μ — теплопроводность и вязкость газа, U — модуль скорости газа, индекс w соответствует внешней границе пограничного слоя, w — поверхности тела.

Для пограничного слоя на плоской пластине

$$\delta \sim \frac{x}{\sqrt{Re}} \sim \left(\frac{x \mu_*}{\rho_* U} \right)^{1/2}, \quad q \sim \sqrt{\frac{\rho_* \mu_* U}{x}} \Delta H_\delta, \quad H_\delta = h_\delta + \frac{1}{2} U_\delta^2 \quad (3.2)$$

где звездочкой отмечены некие осредненные по пограничному слою параметры.

Произведение $\rho_* \mu_*$ при постоянном давлении является весьма слабой функцией температуры (энтропии) газа, поэтому возникающие при образовании узла контактные разрывы (размыываемые вязкостью, а в численных расчетах еще и схемной вязкостью), как показывают оценки, не могут привести к появлению узких протяженных особых полос заметно увеличенного теплового потока, несмотря на различие толщин пограничного слоя по обе стороны от контактного разрыва. В то же время расходимость пристеночных линий тока приводит к сближению поверхностей тока или к сужению струек тока и, как следствие, к уменьшению толщины пограничного слоя δ . Это естественно может привести к локальному повышению тепловых потоков.

Для оценки этого эффекта воспользуемся методом локального подобия (или

эффективной длины), согласно которому длина развития пограничного слоя вдоль невязкой линии тока l должна быть заменена эффективной длиной [7]

$$x_{\text{ef}} = \frac{1}{R_{\text{ef}}^2} \int_0^l R_{\text{ef}}^2 dl \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{R_{\text{ef}}} \frac{dR_{\text{ef}}}{dl} = \frac{1}{U} \frac{\partial w}{\partial n}$$

Здесь w — компонента скорости вдоль нормали n в локальной декартовой системе координат (l, n), где l — касательный вектор к линии тока в данной точке, R_{ef} — некий эффективный радиус поперечной кривизны поверхности, или радиус кривизны эквивалентного тела, обладающего тем же распределением толщины пограничного слоя (и тепловых потоков), что и сечение рассматриваемого тела данной линией тока. Полагая $w = Ugn$ и дифференцируя по n уравнение движения в указанных координатах

$$U \frac{\partial w}{\partial l} + w \frac{\partial w}{\partial n} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (3.4)$$

получим с учетом постоянства давления

$$\frac{dg}{dl} + g^2 = 0, \quad g = \frac{g_0}{1 + g_0 l}$$

$$R_{\text{ef}} = C (1 + g_0 l), \quad x_{\text{ef}} = \frac{1}{3g_0} (1 + g_0 l) \quad (3.5)$$

$$\frac{q}{q_1} = \sqrt{\frac{3g_0 l}{1 + g_0 l}}$$

Здесь q_1 — тепловой поток на пластине без учета растекания, C, g_0 — постоянные интегрирования, причем C на результат не влияет, а g_0 определяется некой начальной расходностью линий тока в районе узла, в окрестности которого, однако, эти рассуждения неприемлемы.

Из полученных соотношений следует вывод: на большом удалении от узла, при $g_0 l \gg 1$, в области интенсификации теплообмена отношение $q/q_1 \approx \sqrt{3}$, как и для острого конуса, что близко к данным, изображенным на фиг. 1 для больших расстояний. Заметим, что соответствующее отношение для турбулентного теплообмена на конусе $q/q_1 \approx 1,17$, поэтому следует ожидать, что и для пластины влияние рассмотренных эффектов на турбулентный теплообмен будет осуществляться существенно меньше, чем на ламинарный.

Аналогичные рассуждения могут быть приложены, но с обратным эффектом, и к областям стекания, возможным существованием которых объясняется наличие областей заниженных (по сравнению с острой пластиной) локальных минимумов кривых распределения теплообмена (фиг. 1) по обе стороны от полос интенсификации.

Проведенный анализ показывает, что интенсивность или вообще наличие особых полос в распределении теплообмена на тонких крыльях с притупленным носком обусловлены характером взаимодействия головной ударной волны с кромкой.

В частности, при $\alpha \approx 20^\circ$ ударная волна, индуцируемая носком, почти сразу сливается со скачком от наветренной поверхности крыла без образования ка-

ких-либо выраженных признаков интерференции этих волн. Указанные пики тепловых потоков в этом случае отсутствуют.

Этот эффект отсутствовал и при $\alpha \Gamma 5^\circ$, что, возможно, характерно лишь для $M_\infty \approx 14$, так как в этом случае, как показывает анализ, взаимодействие головной ударной волны с притупленной кромкой крыла при $\beta = 15^\circ$ происходит без локального повышения давления. Но при $M_\infty = \infty$ такой максимум давления уже появляется со всеми описанными выше возможными последствиями.

Авторы благодарят Б. А. Землянского, А. Н. Никулина и О. И. Губанову за полезную дискуссию и помочь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Губанова О. И., Землянский Б. А., Лесин А. Б., Лунев В. В. и др. Аномальный теплообмен на наветренной стороне треугольного крыла с затупленным носком при гиперзвуковом обтекании//Аэродинамика воздушно-космических систем. Ч. 1. Б. М. 1992. С. 188—196.
2. Таннекхилл Дж. К., Венкатапатхи Э., Рокич Дж. В. Расчет сверхзвукового обтекания затупленных треугольных крыльев//Ракетная техника и космонавтика. 1982. Т. 20. № 3. С. 46—55.
3. Горохов С. А., Еремин В. В., Поляков А. М. Гиперзвуковое обтекание треугольных крыльев с затупленными кромками//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 3. С. 175—179.
4. Гончар А. В. Численное моделирование течений с помощью параболизованных уравнений Навье—Стокса//Аэродинамика воздушно-космических систем. Ч. 2. Б. М. 1992. С. 141—147.
5. Гончар А. В. Численные исследования сверхзвуковых течений вязкого газа около затупленных треугольных крыльев//Уч. зап. ЦАГИ. 1992. Т. 23. № 3. С. 50—57.
6. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэrodинамика. М.: Машиностроение, 1975. С. 327.
7. Аедуевский В. С., Галицкий Б. М., Глебов Г. А. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение. 1975. 623 с.

Москва

Поступила в редакцию
16.XI.1992